



TITLE:

Tsallis統計による拡張アンサンブル法の展開(2004年度後期基礎物理学研究所研究会「モンテカルロ法の新展開3」,研究会報告)

AUTHOR(S):

福田, 育夫

CITATION:

福田, 育夫. Tsallis統計による拡張アンサンブル法の展開(2004年度後期基礎物理学研究所研究会「モンテカルロ法の新展開3」,研究会報告). 物性研究 2005, 85(3): 335-340

ISSUE DATE:

2005-12-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/110384>

RIGHT:

Tsallis 統計による拡張アンサンブル法の展開

産業技術総合研究所, 生物情報解析研究センター 福田育夫

1. はじめに

Tsallis 統計 [1] は、従来の Boltzmann-Gibbs (BG) 統計を非加法的に拡張した熱・統計力学の枠組みであり、熱・統計力学の基礎、数理に関するものから、乱流、粉粒体などの物理系あるいは異常拡散現象等との関連、さらにネットワークフローや経済現象等におけるデータ解析など非常に広範囲の様々な分野への応用まで、議論が展開されてきている [2]。

我々は、Tsallis 分布を生成する分子動力学 (MD) の手法である Tsallis dynamics (TD) を導き、これを用いて物理系の simulation を可能にすることを示した [3] [我々が主に対象とするような full-atomic 記述の一般に複数分子から成るような系の simulation では、モンテカルロ (MC) 法よりも分子動力学 (MD) 法が扱いやすいという観点から、ここでは主に MD 法を中心とした議論を行わせて頂く]。さらに、従来の simulation 手法では、その状態サンプリング性能に限界があり、BG 分布が生成できない、といった取扱いが困難な系に対しても、Tsallis 分布のエネルギーに関する緩やかな減少性等の利用により、効率良く正確な結果を与えること、またペプチド系においてエネルギー空間の幅広い探索が可能なことを示した [4]。

しかしながら、本方程式を状態サンプリング手法として用いる場合、最も有効な結果を与える Tsallis 分布のパラメタ値 [5] をどのようにして求めるか、が問題になる。これに対し、ヒューリスティックな方法等も可能であるが、対象とする系が大きくなると、一般に計算コストの増大が避けられない。従って、よりスムーズな応用を目指すためには、システマティックな方法が必要になってくる。

今回、エネルギー分布のデザインが可能になる Tsallis パラメタ値についての新規の導出法を提案した [6]。さらにまた、別アプローチとして、適切なパラメタ値を限定するのではなく、各パラメタ値を伴った多数の分布を同時に生成する MD の一般的な手法も開発した [7] ので報告する。

2. Tsallis パラメタ値の導出

Tsallis 分布の密度関数

$$\rho_{\text{Tsallis}}(\omega) = [1 - (1 - q)\beta(E(\omega) + \varepsilon)]^{q/(1-q)}$$

は、3つのパラメタをもつ (エスコート分布の形を用いた): $\beta = 1/k_B T$ は、(逆)温度パラメタ、 q は Tsallis 指数パラメタ [$q \rightarrow 1$ の極限で BG 密度関数 $\exp[-\beta E(\omega)]$ になる], ε はエネルギーのシフトパラメタ

である [8,9]。我々はまず、[8]の議論を精密化し再考することにより、この3つのパラメタの非独立性を明確な形で示し、パラメタ値探索の際の指針を与えた。最初に、 q を固定して、 (ε, T) への依存性を考えると、我々は分布を不変にするパラメタ (ε, T) 間のある変換に着目した。即ち、パラメタ値として全ての (ε, T) 値を探索する必要はなく、この変換で互いに写る同値なものの中から、代表を一つずつ探索して行けばよい。ところで、この同値類は (ε, T) の空間における傾き非零の半無限直線になることから、例えば、 T を任意の正值に固定して ε を探索するだけで十分となる。この結果は任意の q 値に対し成立するので、結局、 T を任意値に固定し q と ε の2つのパラメタ値の探索で十分なのである。

2つのパラメタ q, ε を、Tsallisエネルギー分布 P_T に対する独立な2つの条件にて決める。我々は、これら2つのパラメタ値を、ある与えた2エネルギー値 E_1, E_2 での $\ln P_T$ の傾きが各々 d_1, d_2 になるという2つの条件を満たすように一意的に定められることを見出し、次の厳密な表式をもつことを示した [6]:

$$q = 1 + \frac{1}{a-1}, \quad (2-1)$$

$$\varepsilon = \frac{1-a}{\beta} - b, \quad (2-2)$$

ここで、

$$a \equiv (E_1 - E_2) \frac{\kappa_1 \kappa_2}{\kappa_2 - \kappa_1}, \quad (2-3)$$

$$b \equiv \frac{\kappa_1 E_1 - \kappa_2 E_2}{\kappa_1 - \kappa_2},$$

と置いた。ただし、

$$\kappa_i \equiv D \ln P_i(E_i) - D \ln \rho_i(E_i) - d_i, \quad (2-4)$$

であり、 ρ_i は、BG密度 $\rho_i(E) \equiv \exp(-E/k_B T_i)$ 、のように明確な関数形で表現される分布密度であり、 $P_i \propto \rho_i \Omega$ は ρ_i とエネルギー状態密度 Ω から決まるエネルギー分布関数である。従って、例えば [3] で提案されているような方法を用いた適当な事前シミュレーションで得られる統計量を基に P_i を算出できる。こうして、(2-1)、(2-2)式に従い、Tsallisのパラメタ q と ε の値を定めると、前述の

$$d_i = D \ln P_T(E_i), \quad i = 1, 2 \quad (2-5)$$

なる関係を得る。

この手法により決定したパラメタ値を用いたTD法 [3]をアラニンペプチドAc-Ala-Ala-NMe系に適用したsimulationを行った。 $T = 200$ K, ρ_i をBG密度、とし、 E_i は温度 T_i のBGエネルギー分布の最大エネルギー点とした。常温付近でエネルギー分布が平坦になるように、 $T_1 = 300$ K, $d_1 = 0$ とし、さらに高温領域での分布を設計するため、 $T_2 = 700$ Kとし、 E_2 での分布の傾き d_2 にいくつかの値を与えた。図2-1に示したsimulation結果は、設定した傾き d_1, d_2 が良く再現されたことを示すものである。このような例を通し、我々は(2-5)式の成立を検証し、本手法の妥当性を確認した。なお、ここではMD法を用いたが、本手法は同様にMC法にも適用できることを指摘しておく。

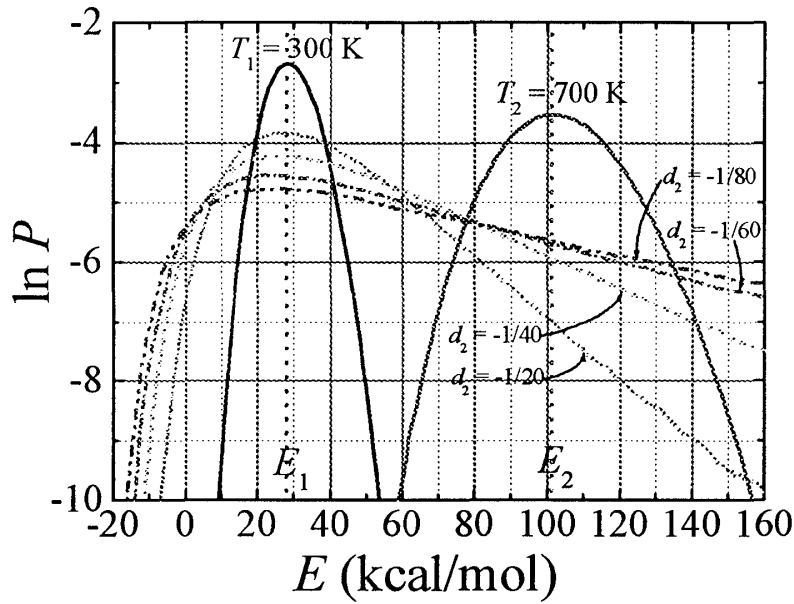


図2-1: BGエネルギー分布(実線)及びTD法により生成した各種 Tsallis エネルギー分布

3. 多数の分布を同時に生成する MD 手法

前節の取り組みは、分布のパラメタを与えてそのエネルギー分布をデザインする方法であったが、取り扱う分布を単一の分布に限定するのではなく、多数の分布を生成する方が、より自由度が高く簡便な場合もある。このような考えの下で開発されたものとしてレプリカ交換MD (REMD) [10] があり、様々な研究によりその有効性が示されてきた [11]。REMDでは、いくつかのBG分布を、予め定めた適当なタイミングで、適当な確率をもって交換、といった操作が必要である。この交換の確率の問題は、詳細釣合いの原理等に従うことで厳密な取扱いが可能であるが、交換のタイミング値の設定については、十分な解析がなされておらず、実際この値の違いによるシミュレーション結果への依存性といった問題も指摘されている [12]。我々は、このような不定のパラメタなしで多数の分布を生成する方法の試みとして、REMDと異なり、決定論的手段により多数の分布を同時に生成する手法、を開発した[7]。

対象となる分布が M 個あるとし、その密度関数を、 $\rho^a: \mathbf{R}^N \rightarrow \mathbf{R}$, $a = 1, \dots, M$, とする。物理系を運動エネルギー $K(p) \equiv \frac{1}{2}\|p\|^2$ とポテンシャルエネルギー $U(x)$ で規定し、 ρ^a をこれらを通した次のような形で与えることにする。

$$\rho^a(\omega) \equiv \rho^a(x, p, \zeta) \equiv \rho_p^a(U(x), K(p)) \rho_\zeta(\zeta), \quad (3-1)$$

ここで ρ_ζ は新たに導入された実変数 ζ の適当な実数値関数である。従って、目的は、

$$\rho(\omega) \equiv \sum_{a=1}^M \rho^a(x, p, \zeta) = \sum_{a=1}^M \rho_p^a(U(x), K(p)) \rho_\zeta(\zeta)$$

の形の分布密度を実現することである。このために、Nosé-Hooverの手法 [13,14] に基づき次のような

常微分方程式を導いた:

$$\dot{x}_i = \tau_2(x, p) p_i, \quad i = 1, \dots, n, \quad (3-2)$$

$$\dot{p}_i = -\tau_1(x, p) D_i U(x) - \tau_3(\zeta) p_i, \quad i = 1, \dots, n, \quad (3-3)$$

$$\dot{\zeta} = \tau_2(x, p) \|p\|^2 - nT, \quad (3-4)$$

ここで、

$$\tau_\alpha(x, p) \equiv -T \frac{\sum_{a=1}^M D_\alpha \rho_P^a(U(x), K(p))}{\sum_{a=1}^M \rho_P^a(U(x), K(p))}, \quad \alpha = 1, 2, \quad (3-5)$$

$$\tau_3(\zeta) \equiv -T D \ln \rho_z(\zeta) \quad (3-6)$$

である。各 ρ^a が $\rho \equiv \sum_{a=1}^M \bar{\rho}^a$, ここで $\bar{\rho}^a \equiv \rho^a / Z^a$, $Z^a \equiv \int_{\Gamma} \rho^a(\omega) d\omega$, の形で規格化されている場合を考えると、 Z^a を求めるのは通常困難なので、次のような対策をとる:

(a) $\rho \equiv \sum_{a=1}^M \bar{\rho}^a$ の代わりに $\tilde{\rho} \equiv \sum_{a=1}^M \rho^a / Y^a$, ここで $Y^a \equiv Z^a / Z^c$, c は $\{1, \dots, M\}$ 内の固定のひとつ、を用いる。

(b) Y^a は Z^a を計算するより容易であり、一般的な方法では free-energy perturbation 法や thermodynamic integration 法などが知られている。しかし、精密な Y^a を算出することはあくまでよいサンプリングを得るという目的を達成するための十分条件であり、実際は例えば以下の様な簡便な方法:

$$(P^{j-1}(E)/P^j(E))((\rho^j(E)/\rho^{j-1}(E))) = Z^j/Z^{j-1},$$

を用いることができる。ここで、 P^a は ρ^a から得られたエネルギー分布密度である。

(c) ρ から $\tilde{\rho}$ への変更により、式 (3-2)-(3-6) で変更を受けるのは、式 (3-5) のみであり次の様になる:

$$\tau_\alpha(x, p) = -T \frac{\sum_{a=1}^M D_\alpha \rho_P^a(U(x), K(p)) / Y^a}{\sum_{a=1}^M \rho_P^a(U(x), K(p)) / Y^a}, \quad \alpha = 1, 2. \quad (3-7)$$

このとき、もし系が不変測度 $\tilde{\rho} d\omega$ に関して ergodic ならば、 $\int_{\Gamma} |f \tilde{\rho}| d\omega < +\infty$ な関数 f に対し、

$$\begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau f(\omega(t)) dt &= \int_{\Gamma} f \tilde{\rho} d\omega / \int_{\Gamma} \tilde{\rho} d\omega \\ &= \int_{\Gamma} f(\omega) \rho(\omega) d\omega / \int_{\Gamma} \rho(\omega) d\omega \end{aligned}$$

となる。つまり f の長時間平均は、‘multi’分布 $\rho = \sum_{a=1}^M \rho^a / Z^a$ における期待値に等しくなる。これは、式 (3-2)-(3-4), (3-6), (3-7) がこの multi 分布を実現することを表す。同様に、本手法で得るポテンシャルエネルギー分布密度 P_U については、各 a のそれ、 $P_U^a(u)$, の平均となることが証明される:

$$P_U(u) = \frac{1}{M} \sum_{a=1}^M P_U^a(u). \quad (3-8)$$

Y^a を求める際には、分布間の重なりが重要になってくる。Tsallis 分布では、通常対象となるBG分布に比べて分布の広がり大きいので、これを複数個利用すれば分布間の充分な重なりをより容易に実現することができるので有利である。そこで、分布 ρ^a の具体形としてTsallis 分布を用いたものを考察する。この場合、(3-7)式は次のようになる。

$$\tau_1(x, p) = \tau_2(x, p) = -T \frac{\sum_{a=1}^M \alpha_a b_a [1 + \alpha_a (E(x, p) + \varepsilon_a)]^{b_a - 1} / Y^a}{\sum_{a=1}^M [1 + \alpha_a (E(x, p) + \varepsilon_a)]^{b_a} / Y^a}. \quad (3-9)$$

ここで、 $\alpha_a \equiv (q_a - 1)/T_a$, $b_a \equiv 1/(1 - q_a)$ [もしくは $q_a/(1 - q_a)$]。ところで、式(3-2)-(3-4), (3-6), (3-9)で、 $M \equiv 1$ とおくことは、単一のTsallis 分布を生成することになるが、そのときこれらの式[で $\alpha_1 \equiv (q - 1)/T$, $b_1 \equiv q/(1 - q)$ としたもの]は、TDの方程式 [3] に (全体の T 因子を除いて) 同じになるので、本手法はTD法の一つの拡張になっている。

本手法により、アラニンペプチドの系において、2つのTsallis 分布を合成させた場合のポテンシャルエネルギー分布密度を図3-1に示した。単一のTsallis 分布における結果の平均値とよく一致したことから、(3-8)式の成立が示され、また実際に単一Tsallis 分布を考えていただけでは容易にカバーされない非常に広い領域をカバーできることが分かった。図3-2にポテンシャルエネルギーの軌跡を示した。本手法で得られたポテンシャルエネルギー軌跡は、単一のTsallis 分布を生成させた場合の軌跡と本質的に異なるものであり、各々の単一分布の中心的エネルギー領域間で自然に起こっている遷移が観察される。具体的にどのような組合せの分布の合成が有効かについては [7] を参照されたい。

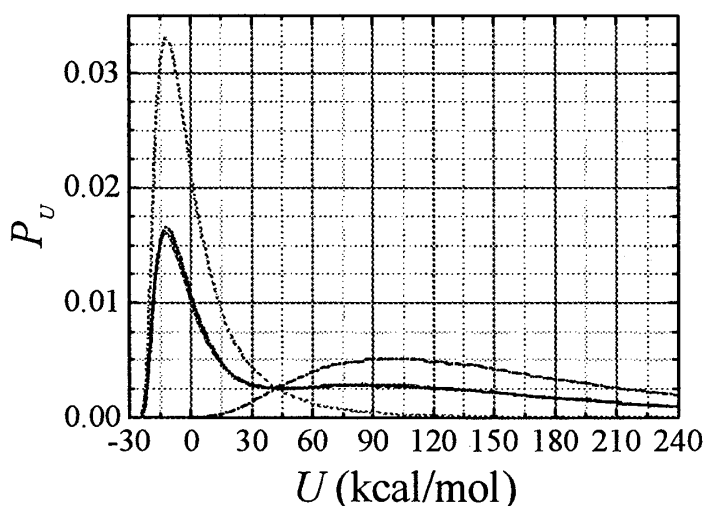


図3-1: パラメタの異なる ($T=15$ K 及び $T=60$ K) 2つのTsallis ポテンシャルエネルギー分布(破線及び一点鎖線)、それらの平均 (点線)、及び、本手法にて2つのTsallis 分布を合成させたときのポテンシャルエネルギー分布 (実線)。

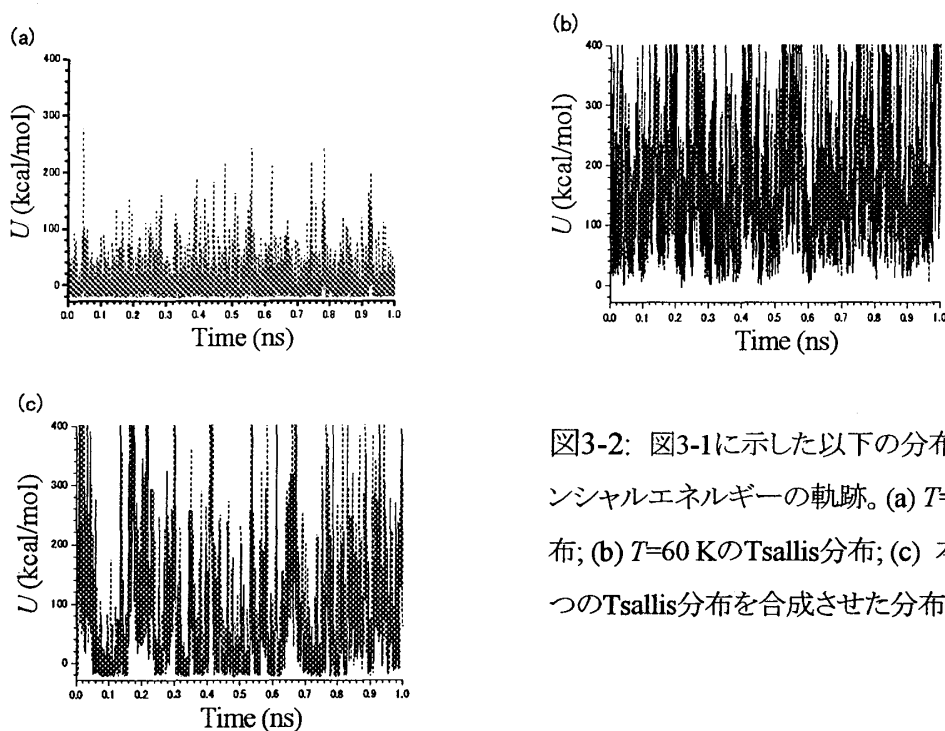


図3-2: 図3-1に示した以下の分布を生成したポテンシャルエネルギーの軌跡。(a) $T=15$ KのTsallis分布; (b) $T=60$ KのTsallis分布; (c) 本手法にて上記2つのTsallis分布を合成させた分布。

謝辞

本研究は、産業技術総合研究所, jbircの堀江将氏、大阪大学蛋白研の中村春木先生との共同研究に基づくものであり、NEDOの補助を受けたものである。

参考文献

- [1] C. Tsallis, J. Stat. Phys. **52**, 479 (1988).
- [2] <http://tsallis.cat.cbpf.br/biblio.htm>
- [3] I. Fukuda and H. Nakamura, Phys. Rev. E **65**, 026105 (2002).
- [4] I. Fukuda and H. Nakamura, Chem. Phys. Lett. **382**, 367 (2003); J. Phys. Chem. B **108**, 4162 (2004).
- [5] I. Fukuda and H. Nakamura, AIP Conf. Proc. **708**, 356 (2004).
- [6] I. Fukuda, M. Horie, and H. Nakamura, Chem. Phys. Lett. **405**, 364 (2005).
- [7] I. Fukuda and H. Nakamura, Phys. Rev. E **71**, 046708 (2005).
- [8] A. R. Plastino and A. Plastino, Phys. Lett. A **193**, 140 (1994).
- [9] C. Tsallis, R. S. Mendes, and A. R. Plastino, Physica A **261**, 534 (1998).
- [10] Y. Sugita and Y. Okamoto, Chem. Phys. Lett. **314**, 141 (1999).
- [11] A. Mitsutake and Y. Okamoto, J. Chem. Phys. **121**, 2491 (2004).
- [12] R. Yamamoto and W. Kob, Phys. Rev. E **61**, 5473 (2000).
- [13] S. Nosé, J. Chem. Phys. **81**, 511 (1984).
- [14] W. G. Hoover, Phys. Rev. A **31**, 1695 (1985).